付着形素子内流れの乱流特性*

(制御流れの内部流れに及ぼす影響)

荻野 弘彦**, 中山 泰喜***

Characteristics of the Turbulent Flow Field in a Wall Attachment Device (Influence on the Flow Pattern by the Control Flow)

by Hirohiko OGINO and Yasuki NAKAYAMA

The numerical calculation and the experiment of a wall attachment device have been performed in a turbulent flow field. In this calculation method, the flow field was divided according to the local Reynolds number into turbulent, transition and laminar flow regions, and a calculation method suitable for each region was applied. Then, the $k-\varepsilon$ turbulent flow model was used for turbulent calculation. The experiments comprised velocity measurement using a 3-port Pitot tube and flow visualization by the tuft method. The calculation and experiment were carried out under the condition that the ratio of the control flow rate to the supply flow rate was 0 and 20%. These calculated results agreed well with the experimental results. The effects of the control flow exerted on the flow pattern, and the characteristics of the turbulent flow field in a wall attachment device were clarified.

Key Words: Numerical Analysis, Finite Difference Method, Turbulence Fluidics, Wall Attachment Device, Flow Visualization Flow Measurement

1. ま え が き

著者らは前報⁽¹⁾⁽²⁾において、制御ポートがなく、非付着側出力口を閉じた単純な形状の付着形素子について粘性力と慣性力の大きさにより流れ場を乱流領域、遷移領域、層流領域に分割し、それぞれに適応した運動方程式を用い、それらをうまく結合する方法を用いて数値解析を行い、その流れ場の様相を明らかにした。また、合わせて計測と可視化を行い、この計算法の信頼性を確認した。

本報は、制御ポートをつけ制御流れの存在している実際の素子と同じ形状の付着形素子について、実用レイノルズ数における数値解析と実験を行い、制御流れが内部流れに与える影響を明確にするとともに、その特性を明らかにしたものである。

数値解析は前報と同様に、粘性力と慣性力の大きさにより流れ場を分割する方法を用い、流線、等渦度線、流速分布、乱流エネルギー分布、乱流散逸分布を求めた。

実験はタフト法による可視化と、3孔ピトー管によ

る流速分布の計測を行った。

解析と実験はレイノルズ数 10^4 で、制御流量 0 と、制御流量の供給流量に対する比で 20 % の場合について行った。

その結果、制御流れが内部流れに与える影響を明確にするとともに、付着形素子の特性を明らかにすることができた。

2. 主 な 記 号

- b : 供給ポート幅
- c_1, c_2, c_μ : 乱流定数
- k : 乱流エネルギー
- p : 圧力
- Re : レイノルズ数 ($Re = um b / \nu$)
- R : 局所レイノルズ数 ($R = Vb / \nu$)
- u, v : 流速
- u_m : 供給ポート入口の平均流速
- V : 任意格子における速度 ($V = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}$)
- x, y : 座標
- ζ : 渦度
- ψ : 流れ関数
- ρ : 密度
- ν : 動粘度

* 昭和 60 年 8 月 28 日 第 933 回講演会において講演、原稿受付 昭和 60 年 1 月 31 日。

** 正員、東海大学大学院 (〒259-12 平塚市北金目 1117)。

*** 正員、東海大学工学部。

ε : 乱流散逸

$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$: 乱流定数

添字

t : 乱流

m : 平均

k : 乱流エネルギー

ε : 乱流散逸

ζ : 渦度

$-$: 平均成分

$'$: 変動成分

$*$: 無次元化記号

3. 数値解析

3.1 基礎方程式とその差分化 流れは粘性を有する非圧縮性流体の二次元、等温、定常な乱流であり、外力が作用しないものとする。この時、使用する基礎方程式はレイノルズ方程式と乱流における連続の式となる。レイノルズ方程式はナビエ-ストークス方程式の非線形性由来するレイノルズ応力を含み、このままでは解くことができない。

そこで、 k - ε 乱流モデル⁽³⁾を導入し、乱流エネルギー k 、乱流散逸 ε によりレイノルズ応力を求める。

これらの方程式に流れ関数 ψ 、渦度 ζ を導入し素子の供給ポート入口幅 b と、平均流速 u_m で無次元化すると次の一連の式を得る。ここで、無次元を示す $*$ は除いてある。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(\zeta \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\zeta \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \\ &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left\{ \left(\frac{1}{R_e} + \frac{1}{R_t} \right) \zeta \right\} \\ &+ \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left\{ \left(\frac{1}{R_e} + \frac{1}{R_t} \right) \zeta \right\} + S_\zeta \\ S_\zeta &= -4 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left(\frac{1}{R_t} \right) + 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{1}{R_t} \right) \\ &+ 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{1}{R_t} \right) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$0 = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \zeta \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\sigma_k R_t} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\sigma_k R_t} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + S_k \\ S_k &= \frac{1}{R_t} \left\{ 4 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right)^2 \right\} - \varepsilon \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\sigma_\varepsilon R_t} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\sigma_\varepsilon R_t} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + S_\varepsilon \\ S_\varepsilon &= c_1 \frac{1}{R_t} \frac{\varepsilon}{k} \left\{ 4 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right)^2 \right\} \\ &- c_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、未知数は $\psi, \zeta, k, \varepsilon$ の四つとなる。また

$$\frac{1}{R_t} = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \dots\dots\dots (5)$$

である。

式(1)～(4)に Gosman⁽⁴⁾により開発された風上差分法を適用して差分化する。

図1に使用した格子を示す。

式(3)～(5)の $c_\mu, c_1, c_2, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$ は乱流定数といわれる定数である。乱流定数にどのような値を用いるかは大きな問題点であるが、本報では前報と同様に表1に示す値を用いた。

3.2 計算領域の分割 付着形素子内の流れは、流速が大きく乱れた領域から、流速の小さいほとんど乱れていない領域まで流速、乱れの変化が非常に大きく、このために k - ε 乱流モデルを流れ場全体に適用することができない。

そこで、計算領域を乱流領域、遷移領域、層流領域の三つに分割し、それぞれに対応した計算方法を用いることにする。図2は計算領域の分割の概念図である。

計算領域の分割は任意位置の流速 V と供給ポートの入口幅 b 、動粘度 ν で構成される局所レイノルズ数 R の値により行った。

$$V = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} \quad \dots\dots\dots (6)$$

表1 乱流定数

C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_ε
0.09	1.55	2.0	1.0	1.3

図1 格子

$$R = \frac{Vb}{\nu} \dots\dots\dots (7)$$

R の分割値は前報と同様に表 2 に示す値を用いた。
各領域における計算方法は次のようにした。

(a) 乱流領域

供給ポート内と主噴流領域を仮定しており、完全な形の k - ϵ 乱流モデルの輸送方程式、すなわち式(1)～(5)を用いて計算する。

(b) 遷移領域

はく離渦領域や主噴流と非出力側ポートの間にできる渦部等を仮定している。このような領域では乱れは存在しているが流速は主噴流に比較して小さく、 k - ϵ 乱流モデルを単純に適用することができない。そこで、流速が小さいため k - ϵ 乱流モデルの輸送方程式の対流項が正確に対流輸送量を見積もることができないと考え、次のように対流項に対する重みづけを行った。すなわち、乱流エネルギー k 、乱流散逸 ϵ の対流輸送量をそれぞれ M_k 、 M_ϵ とすると

$$M_k = \beta \left(\bar{u} \frac{\partial k}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial k}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (8)$$

$$M_\epsilon = \beta \left(\bar{u} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (9)$$

$$\beta = \frac{1}{R_{tu} - R_{la}} (R - R_{la}) \dots\dots\dots (10)$$

とした。ここで、 R_{tu} 、 R_{la} はそれぞれ(a)、(b)領域と(b)、(c)領域を区別するための R の境界値で、表 2 の値をとる。

(c) 層流領域

非出力側ポート内や、制御ポート内を仮定している。この領域では分子粘性の効果が乱流の効果より強いと考え、レイノルズ方程式からレイノルズ応力項を消去した方程式のみを用いた。

なお、制御ポート内は制御流量の大きさにより、他の領域になる場合もある。

3.3 境界条件 入口、壁面、出口条件は前報と同じなので、ここでは制御流れの流入条件について述べる。

図 2 計算領域の分割

制御流量は流量比で供給流れに対して 0, 20 % とした。図 3 に制御ポート入口の座標を示す。

(a) 制御ポート入口の流速分布

制御ポート入口の流速分布はすべて放物形とした。制御流量を Q_s とすると図 3 において

$$x=0 \text{ で } v=0 \dots\dots\dots (11)$$

$$Q_s = 2 \int_0^{1/2} v dx \dots\dots\dots (12)$$

となる。 v を 2 次式で近似すると式(11)、(12)より

$$v = 6Q_s(x^2 - x) \dots\dots\dots (13)$$

となる。また、制御ポート入口では $u=0$ とした。

(b) 制御ポート入口の渦度、流れ関数分布

渦度および流れ関数の定義式

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \dots\dots\dots (14)$$

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \dots\dots\dots (15)$$

へ式(13)を代入して

$$\zeta = 6Q_s(2x - 1) \dots\dots\dots (16)$$

$$\psi = \psi_0 + 6Q_s \left(-\frac{x^3}{3} + \frac{x^2}{2} \right) \dots\dots\dots (17)$$

となる。ここで ψ_0 は $x=0$ における壁面流れ関数である。

(c) 制御ポート入口の ν_t 、 k 、 ϵ 分布

$$\left. \begin{array}{l} \nu_t = \nu \\ k = 0 \\ \epsilon = 0 \end{array} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

とした。

3.4 計算手順 計算手順も前報と同様に逐次緩和法を用いた反復法により行った。緩和係数を表 3 に示す。収束判定値は 0.15 とした。

表 2 境界分割値

Transition to Turbulent	Transition to Laminar
1600	160

図 3 制御ポート入口

4. 実験方法

4・1 実験に使用した流体素子 図4に実験に使用した流体素子を示す。形状は数値計算と同じで諸元は次のとおりである。

付着形素子

供給ポート幅	10 mm
制御ポート幅	10 mm
オフセット	0 mm
スプリッタ距離	98.6 mm
側壁角	15°
アスペクト比	30

供給ポート、制御ポートは長さが400 mmであり、素子には速度分布の完成した流れが与えられる。また、一方の制御ポートは長さ30 mmの位置で閉じられている。二つある出力ポートのうち、制御流れの入る側は閉じられている。

4・2 実験装置 図5に実験装置図を示す。

装置はコンプレッサ、タンク、プレナムチャンバ、ノズル、弁等で構成される。

コンプレッサで圧縮された空気はタンクへ入り、供給ポートおよび制御ポートへ供給される。供給ポートへの供給流れはまず、プレナムチャンバへ入り、縮流比1/30のノズルを通して供給ポートへ入る。制御ポートへの供給流れは、制御ポート入口に取付けられたタンクへ入り、その後、縮流比1/10のベルマウスを通して制御ポートへ入る。

表3 緩和係数

α_p	α_s	α_k	α_ε
1.0	1.0	0.8	0.8

図4 流体素子

流量は素子内に取付けられたピトー管により設定され、管路の弁により調節される。

4・3 実験方法 3孔ピトー管による流速測定およびタフト法による流れ模様の観察を行った。3孔ピトー管およびタフトは前報と同じものを使用した。

圧力はゲッチングン形微圧計により測定した。また、使用に先立ち、ピトー管係数がレイノルズ数により変化しないことを確認した。

5. 結果および考察

図6、図7に制御流れの供給流れに対する流量比が0および20%の場合の乱流領域、遷移領域、層流領域の分割図を示す。レイノルズ数 Re は 10^4 である。

制御流れが与えられると、出力側ポート壁面の遷移領域が長くなり、また、非出力側ポートの遷移領域と層流領域の境界が中央に少し凸の形状となることがわかる。これから、制御流れが内部流れに対して影響を及ぼすことがわかる。

5・1 流線と流れ模様 図8、図9に数値計算により得られた流線と、タフト法により求められた流れ模様を示す。制御流れの供給流れに対する流量比はそれぞれ、0および20%である。

これらの図から、タフト法による流れ模様と、流線はよく一致しているのがわかる。

前報のように、制御ポートがなく、オフセットがある場合、ステップ位置がはく離点となり、ディフューザ部における逆圧力こう配流れの効果と相まって、大きなはく離渦が存在していた。

しかし、制御ポートを取付け、オフセットを零とした本報の場合、はく離渦は生じなかった。ただし、出力側ポート壁面に、はく離はしていないが、非常に流速の小さい領域があり、この付近では流線が出力ポート壁に平行とならず、ゆがめられていることが、図8、図9および後に示す流速分布(図16、17)からわかる。

図5 実験装置

これは、形状的に明確な離点がないこと、および、乱流の効果により、逆圧力こう配下であるにもかかわらず、はく離が生じなかったのではないかと考えられる。

制御流れのある場合とない場合を比較してみると、制御流れのある場合のほうが、非出力側ポートの渦が大きくなり、上流へ移動していることがわかる。

また、前述の出力側ポート壁面の低流速領域は、制御流れのあるほうが下流へ移動していることがわかる。これらは、制御流れが主噴流の幅を小さくし、壁面に押しつけるような効果をするためである。

前述の計算領域の分割図 6, 図 7 で、制御流れのある場合、非出力側ポート部の遷移領域が大きくなり、乱流領域の幅が小さくなるのも、流線の場合と同様に、制御流れが主噴流の幅を小さくし、壁面に押しつけるためである。

5.2 等渦度線 図 10, 図 11 に計算により求められた、等渦度線図を示す。制御流れは、図 10 が 0 %, 図 11 が 20 % である。

これらの図から、制御流れが渦度分布にも大きな影響を及ぼすことがわかる。とくに、非出力側ポートの渦部における変化が大きい。これは、前述のように渦の位置、大きさが変化するためであると考えられる。

5.3 乱流エネルギー 図 12, 図 13 に、それぞれ制御流れ 0 %, 20 % の場合の、数値計算により求めた乱流エネルギー分布を示す。

乱流エネルギーは、制御流れの有無にかかわらず、供給ポート部、出力ポート部に比較して、ディフューザ

部で大きくなっており、ディフューザ部に大きな乱れが存在しているのがわかる。

これは、非出力側ポートの流速の小さい遷移領域と、乱流領域の境界付近に、速度分布に変曲点をもつ領域があるということ、および、後に示す流速分布 (図 16, 図 17) から、わかるように、逆圧力こう配下の流れであるので、壁近くで流速分布にゆがみや、変曲点を生ずるためである。

制御流れのある場合と、ない場合を比較してみると、制御流れを与えた場合のほうが、複雑な分布となり、また、ディフューザ部における値が、全体的に大きくなるのがわかる。

これは、制御流れを与えた場合のほうが、変曲点における速度こう配が大きくなり、さらに壁近傍の流速分布のゆがみも大きくなるためである。

また、流線図 8, 図 9 を見てわかるように、制御流れのある場合には、ディフューザ部で流線が密になっているため流速が大きく、このことから、ディフューザ部で強く乱れやすいことがわかる。

さらに、等渦度線図 10, 図 11 を見ても、制御流れのある場合のほうが遷移領域と乱流領域の境界部で、渦度が大きな値を示しており、せん断が強く、したがって乱れが大きいことがわかる。

5.4 乱流散逸 図 14, 図 15 に計算により求められた、乱流散逸分布を示す。制御流れは、図 14 が 0 %, 図 15 が 20 % の場合である。

乱流散逸は、乱流エネルギーの粘性による、単位時間当たりの熱への損失を示しており、図 14, 図 15 を見

図 6 領域分割図 (0 %)

図 7 領域分割図 (20 %)

図 8 流線と流れ模様 (0 %)

図 9 流線と流れ模様 (20 %)

てわかるように、乱流エネルギーと似たような分布となっている。すなわち、制御流れの有無にかかわらず、供給ポート部や出力ポート部に比較して、ディフューザ部で大きな値となっている。したがって、ディフューザ部では、乱流エネルギーの生成、熱への散逸がはげしく行われており、強く乱れていることがわかる。

制御流れのある場合と、ない場合を比較してみると、乱流エネルギー分布と同様に、制御流れのある場合のほうがディフューザ部で大きな値となっている。

また、制御流れのある場合のほうが、遷移領域で、大きな乱流散逸の値となっている。乱流エネルギー分布図12、図13を見てわかるように、制御流れのある場合、非出力側ポート出口へ向かって、遷移領域中の、乱流エネルギーの存在する領域がひろがるが、その値の大きさ自体は、制御流れのない場合と、それほど違わない。

ところが、乱流散逸の場合には、遷移領域内で、値がほぼひとけた違っている。このことから、制御流れのある場合、遷移領域から層流領域へ至る過程で、乱

流エネルギーと、乱流散逸の減少する割合は、制御流れのない場合と同じでないことがわかる。

また、前述の計算領域の分割図6、図7で、制御流れがあると、遷移領域と層流領域の境界が変化するのは、上述のように、制御流れのある場合には、遷移領域で、乱流エネルギーの存在する領域がひろがり、また乱流散逸の値が大きくなるためであると考えられる。

5・5 流速分布 図16、図17に、数値計算により得られた流速分布と、3孔ピトー管により求められた流速分布を示す。制御流れは、図16が0%、図17が20%の場合である。

非出力側ポートの渦部および、壁近くでは、流速が小さく、3孔ピトー管で測定することができなかったため、実験点をプロットしていない。

これらの図から、測定結果と計算結果は良い一致を示していることがわかる。

制御流れのある場合と、ない場合を比較してみると、制御流れのある場合のほうが、主噴流が凸となっている。

図10 等渦度線 (0%)

図13 乱流エネルギー分布 (20%)

図11 等渦度線 (20%)

図14 乱流散逸 (0%)

図12 乱流エネルギー分布 (0%)

図15 乱流散逸 (20%)

図 16 流速分布 (0%)

図 17 流速分布 (20%)

さらに、制御流れがある場合には、出力ポート入口部における、速度分布のゆがみが大きく、はく離はしていないが、変曲点の存在していることがわかる。

このため、制御流れがある場合には、ない場合に比較して、出力ポート内における、速度分布の発達がおくれている。すなわち、制御流れのない図 16 の場合には、出力ポート出口で、ほとんど乱流速度分布になっているのに対して、制御流れのある図 17 の場合には、まだ、そうっていないのがわかる。

制御流れのある場合に、ディフューザ部で流速分布が凸になり、また、最大流速位置が出力ポート側壁に近づくのは、前述のように、制御流れが主噴流を壁に押しつけ、さらに主噴流の幅を小さくして、流線の間隔をせまくしているためであると考えられる。

6. 結 論

制御流れのない場合と、ある場合について、付着形素子内流れの、乱流域の数値解析と測定、ならびに可視化を行い、次の結論を得た。

(1) 流れの領域を、局所レイノルズ数によって、乱流領域、遷移領域、層流領域に分割し、それぞれの領域に対応した計算式を用いる数値解析法は、付着形素子に制御ポートを取付け、さらに、制御流れを与えた場合に対しても適用できる。

(2) 数値解析結果は、ピトー管による測定値およびタフト法による可視化結果とよく一致し、この解析法の有効性を確かめることができた。

(3) 解析結果から、実用レイノルズ数における、付着形素子内の流線、等渦度線、流速分布、乱流エネ

ルギ分布、乱流散逸分布を求めることができた。

また、制御流れの有無が、これらの分布に与える影響を明らかにすることができた。

これにより、次の点が明らかとなった。すなわち、

(a) 制御流れを与えると、非出力側ポートの渦は上流へ移動し、また、出力ポート側壁の低流速領域は下流へ移動する。

(b) 制御流れを与えると、出力ポート内での速度分布の発達がおくれる。

(c) 制御流れの有無によらず、乱れは供給ポート、出力ポート内よりも、ディフューザ部で大きくなる。

(d) 制御流れを与えると、乱流エネルギー、乱流散逸の値が大きくなり、また、非出力側ポート内で、乱れの存在する領域がひろがる。

なお、数値計算には東海大学計算機センターの UNIVAC 1100/61 E を使用した。

終わりに、本研究の装置製作につきご援助いただいた東京オートマチックコントロール(株)の小川時明工場長はじめ、同社の方々に厚くお礼申し上げる次第である。

文 献

- (1) 機論投稿中。
- (2) 中山・荻野, 東海大学工学部紀要, 24-1, (昭 59), 175.
- (3) Harrow, F. H. and Nakayama, P. I., *phys. Fluids*, 10-11 (1967), 2323.
- (4) Gosman, A. D. Pun, W. H., Runchal, A. L., Spalding, D. B. and Wolfshtein, M., *Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows*, (1969), 89, Academic Press.

討 論

〔質問〕 社河内 敏彦〔三重大学工学部〕

(1) 付着素子内流れにおいて、制御流れが内部流れに及ぼす影響は、例えば付着の切替えに関連し、重要である。このことを考えると、噴流の非付着側では

なく、付着側に制御流れを印加した場合の流動状態を明らかにすることのほうにより意義があると考え。貴報ではなぜ非付着側から制御流れを印加した場合の流動状態を取扱われたのかご教示願いたい。

付図 1 層流解

(2) 図8に制御流れ0%の場合の流線図が示されているが、この種の流路における層流計算解との顕著な差は何か。

(3) 対流項に対する重みづけ、式(10)は経験則なのか。また、 R の境界値 R_{lu} , R_{la} をそれぞれ1600, 160(表2)とする根拠は何かあるのか。

〔回答〕 (1) ご指摘のように制御流れは付着を切替えるために印加するのであるから、この意味では付着側より印加する必要がある。

しかし、本解析は定常状態に対する解析であるから付着側から制御流れを印加すると、時間項の削除された方程式で噴流の切換えをシミュレートしようとするわけで、どのような結果が得られるかわからないし、解析方法としてもおかしいものになってしまう。

そこで、噴流切換え直後という意味も含ませて非付着側に制御流れを印加させたのであるが、この点については現在、時間項を加えた方程式を用いて非定常解析、切換え過程の解析を行っている。

(2) 層流解と比較する場合、問題となるのは、どのレイノルズ数の結果と比較すべきかという点である。逆にいえば、どの程度のレイノルズ数で現実的な解でなくなるかという点であるが、ここでは、一例としてレイノルズ数500、制御流れ0%の場合の層流解を付図1に示す。

乱流解との顕著な差は付着側に大きな離渦を生じ、非付着側の渦が制御ポート付近まで伸びていることで、乱流拡散の影響がないために、このように大きな渦を生ずるものと考えられる。

(3) これらの値は制御ポートのない形状の解析を行った前報のものを流用しており、計算結果より得られた流速分布、流線などが実験により得られた流速分布、可視化結果などと定性的一致をするように試行錯誤的に決定されたものである。

したがって、これらの値がそのまま制御流れを印加した場合について適用できるかという問題点は残るが、実験結果との一致も良好であるので、一種の経験値として使用した。